

令和 6 年 6 月 20 日現在

機関番号：82110

研究種目：基盤研究(B)（一般）

研究期間：2021～2023

課題番号：21H01800

研究課題名（和文）核スピン角運動量を用いたスピントロニクス of 革新的研究

研究課題名（英文）Innovative study of the spintronics using the angular momentum of nuclear spins

研究代表者

中堂 博之（Chudo, Hiroyuki）

国立研究開発法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 原子力科学研究所 先端基礎研究センター・研究主幹

研究者番号：30455282

交付決定額（研究期間全体）：（直接経費） 13,400,000 円

研究成果の概要（和文）：回転する核四極共鳴（NQR）法を用いて、バーネット場、回転ドップラー効果、およびベリー位相の観測を報告する。信号検出器の回転、試料の回転、および信号検出器と試料の同時回転を含むセットアップでの回転の効果を系統的に研究するためのコイルスピン技術を開発した。これらのセットアップをNQR測定に適用すると、スペクトル構造が明確に異なる共鳴線の分裂が観測できた。これらの構造を解析することで、共鳴線の分裂の起源を明らかにし、回転の自由度（相対回転や試料自体の回転）と観測座標系の関係を考察する。

研究成果の学術的意義や社会的意義

本研究によって、学术界で論争となっていた、回転座標系においてスピンには慣性場に相当するバーネット磁場という有効磁場が生じることが証明された。本成果はスピントロニクスの基礎となる原理を示したものであり、非慣性系の物性物理の基礎学理の根本となるものである。

研究成果の概要（英文）：We report the observation of the Barnett field, rotational Doppler effect, and Berry phase using the rotating nuclear quadrupole resonance (NQR) method. We have developed coil-spinning techniques that enable us to systematically study the effects of rotation in setups involving rotation of the signal detector, rotation of the sample, and simultaneous rotation of both the signal detector and sample. Applying these setups to NQR measurements, we observe NQR line splittings in which the spectral structures are clearly distinct among the setups. By analyzing these structures, we clarify the origin of the NQR line splittings and discuss the relationship between the rotational Doppler effect, Barnett field effect, and Berry phase in terms of the rotational degrees of freedom, such as the relative rotation and the sample rotation itself, and the observation frame of reference.

研究分野：スピントロニクス

キーワード：ベリー位相 バーネット効果 磁気共鳴

1. 研究開始当初の背景

電子スピンと機械的な回転運動との相互作用は、量子物理学の発展において重要な役割を果たしてきた。1915年、バーネット効果とアインシュタイン-ド・ハース効果の実験によって電子のスピンが角運動量を持つことがはじめて実証された。前者は磁性体を高速で回転させると、スピン角運動量が回転軸方向に揃い、試料が磁化するという現象である。後者は磁性体に磁場を印加するとスピンが揃い有限の角運動量が磁性体内に生じるため回転するという現象である。これらの研究は、現代の量子物理学が確立される前に、電子の g 因子の値を約 2 と実験的に決定した。アインシュタイン-ド・ハース効果は、さまざまな材料中の電子の g 因子や軌道成分の磁気モーメントを決定するために利用されてきた。

最近の物理学と技術の進展と並行して、電子スピンと機械的な回転との相互作用は、再び現代物理学の最前線、特にスピントロニクスや量子幾何学的位相の物理学において注目されている。ベリー位相は、周期的に時間依存するハミルトニアンを扱う新しい方法を提供した。スピントロニクスの分野では、アインシュタイン-ド・ハース効果が、ナノテクノロジーを用いて製造されたカンチレバーやパドルなどのマイクロスケールデバイスを機械的に操作するために利用されている。バーネット効果も、流体や表面弾性波などの機械的な運動からスピン流を生成し、また、角運動量補償点を検出するために応用されている。

バーネット効果は、核スピン系でも観測されている。バーネット効果の原因は、スピン-回転カップリングであり、これは相対論的量子理論から形式化される。スピン-回転カップリングは、回転場における慣性力であると解釈され、バーネット磁場 $B_{\Omega} = \Omega/\gamma$ と呼ばれる有効磁場が生じるとも考えられる。ここで、 Ω は回転サンプルの角速度であり、 γ は磁気回転比である。バーネット磁場は、回転座標系でのコリオリ力に相当する慣性場である。観測者は、回転する物理系と同じ回転座標系にいないければ、慣性力を観測することはできない。そこで、我々は図 1(a) に示す回転する試料と同じ回転座標系で NMR 信号を検出するための特別に設計された NMR 回路を使用して、バーネット磁場が核スピンに作用することを観測した。この回路は、NMR 信号を検出するためのサンプルコイルと、回転座標系から実験室系に NMR 信号を伝送するためのカップリングコイルから構成されている。この回路を使用することで、回転に起因するバーネット磁場による NMR シフトを、回転周波数に対応する $\Omega/2\pi$ の周波数で観察することに成功した。さらに、同様の回転回路と実験室系で静止したサンプルを使用すると、回転ドップラー効果を観察することができる。この効果により、NMR 周波数は、回転周波数に対応する $\Omega/2\pi$ の周波数でシフトする。さらに、サンプルを回転させると、これら 2 つの効果が相殺し、NMR シフトは生じない。

しかし、バーネット磁場から生じる NMR シフトと回転ドップラー効果から生じる NMR シフトが等しいため、J. Jeener は、上記の 2 つのセットアップで観察される NMR シフト、すなわち、サンプルとサンプルコイルの両方を同時に回転させる場合と、サンプルコイルのみを回転させる場合は、単にサンプルコイルの回転によって説明されるとし、サンプルを回転させる必要はないと主張した。彼はバーネット磁場を不要な仮説として存在を否定した。彼の批判を深めると回転する物質中の核スピンは、物質の回転運動から分離されていると考えるしかない。一方、ベリー位相は、NMR および核四極共鳴 (NQR) を用いて研究されている。ベリー位相とバーネット場の両方が特定の座標参照系でのゲージ場であるにもかかわらずである。

2. 研究の目的

本研究では、NQR 法を用いて、バーネット場と回転ドップラー効果の違いを明確な実験的証拠によって示す。サンプルコイルのみを回転させると NQR 線が 2 つの線に分裂し、サンプルとサンプルコイルの両方を同時に回転させると NQR 線が 3 つの線に分裂する。これらの結果から、回転する物質中の核スピンの試料の回転と結合し、バーネット磁場の影響を受けることが示される。さらに、特定の座標参照系でのゲージ場としてのベリー位相とバーネット場の等価性も示す。バーネット磁場、回転ドップラー効果、およびベリー位相を統一的に定式化し、それらの関係を整理することを目的とする。

3. 研究の方法

回転装置 (JEOL 製) では、最大回転周波数が 22 kHz であるため、回転の影響を評価するのに十分に線幅の狭い ^{35}Cl NQR スペクトルが得られる塩素酸ナトリウム (NaClO_3) の単結晶を測定試料として選択した。図 1(b) に NaClO_3 の結晶構造を示す。単位格子には四つの NaClO_3 分子が含まれ

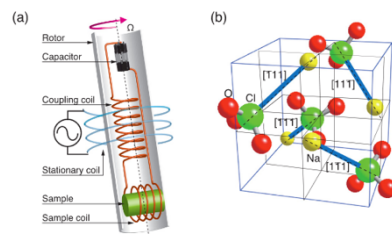


図 1(a)コイル回転法。(b) NaClO_3 の結晶構造

ている。分子内の C1 サイトにおける電場勾配 (EFG) の主軸は、Na と C1 原子を結合する方向であり、また EFG は軸対称である。結晶中では、EFG の主軸は $\langle 111 \rangle$ 方向に向けられているため $\langle 100 \rangle$ 方向の回転に対して 4 つの分子は等価である。この試料に対してコイル回転法を用いて、NQR を測定する。

4. 研究成果

(1) 実験結果

① サンプルコイルのみ回転

図 2(a) と 2(b) に、サンプルコイルのみを回転させた場合の ^{35}Cl NQR スペクトルを示す。このセットアップでは、サンプルは実験室系で固定され、サンプルに外部磁場は働いていない。それにもかかわらず、図 2(a) に示されているように、NQR スペクトルは等しい強度の 2 つの線に分裂し、それぞれのシフトは $\pm\Omega$ である (図 2(c))。この分裂は、サンプルに作用する外部磁場がないために、サンプルとサンプルコイルの相対的な回転によって引き起こされたものである。したがって、これを回転ドップラー効果と名付ける。一方、図 2(b) に示されているように、縦方向のコイルの場合、共鳴線の分裂は観測されなかった。この結果から、回転ドップラー効果は、コイルの軸が回転軸と平行な構成では現れないことが示される。4 kHz を超える回転周波数で観測された線の広がり、空気との摩擦によるサンプル内の温度分布に起因すると考えられる。この温度分布は、サンプル全体で ± 0.02 K と推定される。

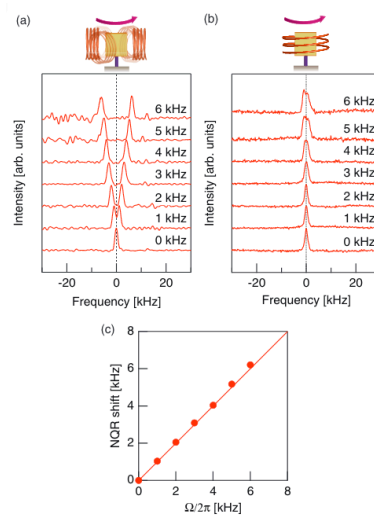


図 2 コイルのみ回転

② 試料とサンプルコイルを同時回転

図 3(a) と 3(b) に、横方向のコイルと縦方向のコイルの両方において、サンプルとサンプルコイルの同時回転下で得られた ^{35}Cl NQR スペクトルを示す。横方向と縦方向のコイルの両方で、同じ NQR スペクトルが得られた。これらの NQR スペクトルは、コイルのみを回転させた場合に得られた図 2(a) と 2(b) と異なる。 $\Omega=0$ の単一の共鳴線は、回転下で $\sqrt{3}\Omega$ のシフトで分割する 3 つの共鳴線に分裂する。これらの共鳴線の分裂幅を図 3(c) に示す。いずれの場合も、サンプルとサンプルコイルの間に相対的な回転がないので、回転ドップラー効果ではない。したがって、線の分裂は、サンプルの回転によって回転軸に沿って現れるバーネット磁場によって引き起こされたと考えられる。

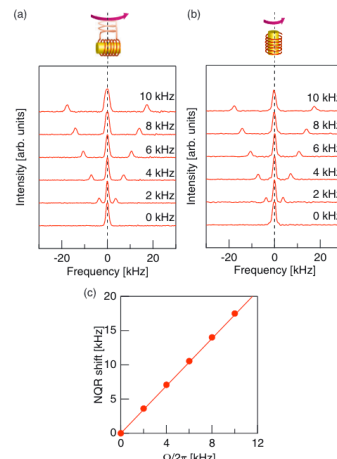


図 3 試料とサンプルコイルを同時回転

③ 試料のみ回転

図 4 に、試料の回転のみを行った場合の ^{35}Cl NQR スペクトルを示す。このセットアップでは、サンプル自体の回転と相対的な回転が含まれている。図 4(a) に、実験室系における横方向のコイルの NQR スペクトルが示す。共鳴線は 2 つに分裂し、さらにそれぞれの共鳴線には緑の三角形で示すピークと、青い三角形で示す肩の構造がある。対照的に、図 4(b) では、縦方向のコイルの場合、NQR スペクトルは 3 つの共鳴線に分裂し、共鳴線の分離は $\sqrt{3}\Omega$ に比例し、NQR スペクトルは、図 3(a) と 3(b) に示されているものと一致する。図 4(a) に示されている NQR スペクトルと図 4(b)、3(a)、3(b) に示されている NQR スペクトルの違いの原因は、前者の場合に回転ドップラー効果が生じることである。図 4(c) に 4 つのシフトの回転周波数依存性を示す。ピークと肩の周波数の依存性は、それぞれ Ω と $(\sqrt{3}-1)\Omega$ に比例する。

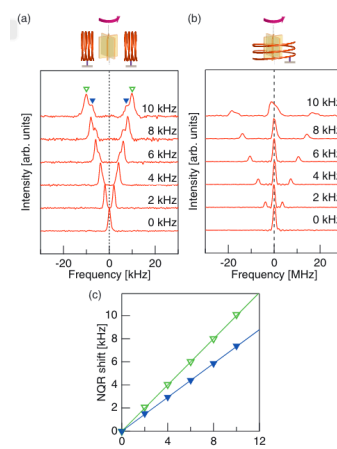


図 4 試料のみ回転

(2) 理論解析

① サンプルコイルのみ回転

図 2(a)、(b) に示されている NQR スペクトルを以下のように定式化する。核スピン状態の時間発展は次のように書ける。

$$|k; t\rangle = e^{i\int_0^t dt' H_0/\hbar} |k; 0\rangle, \quad (1)$$

ここで k は核スピン状態を表し、 $^{35}\text{I}=3/2$ であるので、 $k=3/2, 1/2, -1/2, -3/2$ である。 \mathcal{H}_0 は四重極ハミルトニアンである。回転ドップラー効果を次のオペレーターの組み合わせで定義する。

$$e^{-i\theta J'_z} e^{-i\Omega J'_z} J'_z e^{i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_z}, \quad (2)$$

ここで J'_j は J'_z, J'_\pm であり、回転軸に対してそれぞれ縦、横方向のスピン演算子である。 $e^{\pm i\theta J'_y}$ はスピン状態 k を回転軸から EFG の主軸方向に θ 回転させる演算子であり、本実験系では結晶構造より $\cos\theta = \sqrt{1/3}$ である。 $e^{-i\Omega J'_z} J'_z e^{i\Omega J'_z}$ は観測量である J'_z が z 軸を中心に周波数 Ω で回転する事を示し、観測者としての回転するサンプルコイルが実験室系の核スピン状態を観測する時の相対運動を表している。回転ドップラー効果に対するスピン状態の期待値は次の様に書ける。

$$e^{-(E_k^0 - E_0^0)\hbar/i\hbar} \langle k'; 0 | e^{-i\theta J'_y} e^{-i\Omega J'_z} J'_z e^{i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | k; 0 \rangle \quad (3)$$

ここで E_k^0 はスピン状態 k の \mathcal{H}_0 の固有値である。図 2(b) の様にサンプルコイルが回転軸と平行の場合 (縦コイル)、縦方向のスピンを観測しているので $J'_j = J'_z$ である。 J'_z は $e^{\pm i\Omega t J'_z}$ と可換であるので、 $e^{\pm i\Omega t J'_z}$ は消滅し、期待値は次の様になる。

$$\begin{aligned} \langle 3/2; t | e^{-i\theta J'_y} e^{-i\Omega J'_z} J'_z e^{i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | 1/2; t \rangle &= e^{i\omega_0 t} \langle 3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | 1/2; 0 \rangle, \\ \langle -3/2; t | e^{-i\theta J'_y} e^{-i\Omega J'_z} J'_z e^{i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | -1/2; t \rangle &= e^{i\omega_0 t} \langle -3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | -1/2; 0 \rangle. \end{aligned} \quad (4)$$

これらの結果は期待値はスピンが NQR 周波数である ω_0 のみで回転している事を示しており、コイルの回転による Ω の影響は受けけないことを示している。

次に、図 2(a) に示す横コイルの場合を考える。サンプルコイルが回転軸と垂直の場合、横方向のスピンを観測しているので、 $J'_j = J'_\pm$ である。 J'_\pm は $e^{\pm i\Omega t J'_z}$ と非可換であるので、

$$e^{-i\theta J'_y} e^{-i\Omega J'_z} J'_\pm e^{i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} = e^{\mp\Omega t} (e^{-i\theta J'_y} J'_\pm e^{i\theta J'_y}). \quad (5)$$

と計算でき、期待値は次の様になる。

$$\begin{aligned} \langle 3/2; t | e^{-i\theta J'_y} e^{-i\Omega J'_z} J'_+ e^{i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | 1/2; t \rangle &= e^{i\omega_0 t} e^{-i\Omega t} \langle 3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_+ e^{i\theta J'_y} | 1/2; 0 \rangle, \\ \langle -3/2; t | e^{-i\theta J'_y} e^{-i\Omega J'_z} J'_- e^{i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | -1/2; t \rangle &= e^{i\omega_0 t} e^{i\Omega t} \langle -3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_- e^{i\theta J'_y} | -1/2; 0 \rangle. \end{aligned} \quad (6)$$

となり、NQR 周波数である ω_0 を中心として、 $\pm\Omega$ のシフトを生じ共鳴線は 2 本に分裂し、図 2(a) を再現する。よって、回転ドップラー効果は J'_\pm は $e^{\pm i\Omega t J'_z}$ と非可換性から生じる。

②試料とサンプルコイルを同時回転

図 3(a) と 3(b) に示されているバーネット磁場による NQR の分裂を次のように説明する。EFG に加えて、バーネット磁場が核に作用すると、 $|\pm 3/2\rangle$ および $|\pm 1/2\rangle$ の 2 つの縮退する準位がとけて 4 つのスピン状態に分裂する。この場合、バーネット磁場に起因する Zeeman 相互作用の \mathcal{H}_Ω は、四重極相互作用の \mathcal{H}_0 よりもはるかに弱い。したがって、固有状態は \mathcal{H}_0 を摂動項として扱うことができる。バーネット磁場は回転軸に沿って現れるため、 \mathcal{H}_Ω は次のように書くことができる。

$$\mathcal{H}_\Omega = -\gamma\hbar B_\Omega (J_z \cos\theta + J_x \sin\theta), \quad (7)$$

これを $I=3/2$ の場合に行列に書き下すと、

$$-\frac{\hbar\Omega}{2} \begin{pmatrix} \sqrt{3} & & & \\ & \frac{\sqrt{1/3}}{2\sqrt{2/3}} & \frac{2\sqrt{2/3}}{-\sqrt{1/3}} & \\ & & & \\ & & & -\sqrt{3} \end{pmatrix}, \quad (8)$$

と書ける。行と列は共に $k=|3/2\rangle, |1/2\rangle, |-1/2\rangle, |-3/2\rangle$ の順に対応する。この行列は適当なユニタリー変換を用いて対角化できる。

$$R(\alpha)\mathcal{H}_\Omega R(-\alpha) = -\frac{\sqrt{3}\hbar\Omega}{2} \begin{pmatrix} 1 & & & \\ & 1 & & \\ & & -1 & \\ & & & -1 \end{pmatrix}.$$

この時、行と列は $k=|3/2\rangle, |+\rangle, |-\rangle, |-3/2\rangle$ の順に対応し、 $|+\rangle = \sqrt{2/3}|1/2\rangle + \sqrt{1/3}| -1/2\rangle$ 、 $|-\rangle = -\sqrt{1/3}|1/2\rangle + \sqrt{2/3}| -1/2\rangle$ である。

試料とサンプルコイルを同時に回転させた場合のオペレーターの組み合わせは相対回転運動がないため、次の様に書ける。

$$e^{-i\theta J'_y} J'_j e^{i\theta J'_y}. \quad (10)$$

期待値の一般式は次の様に書ける。

$$\langle k'; t | e^{-i\theta J'_y} J'_j e^{i\theta J'_y} | k; t \rangle = e^{-(E_k^0 - E_0^0)\hbar/i\hbar} e^{-(E_{k'}^0 - E_0^0)\hbar/i\hbar} \langle k'; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_j e^{i\theta J'_y} | k; 0 \rangle. \quad (11)$$

図 3(b) に示す縦コイルの場合 $J'_j = J'_z$ であるので、期待値は次の様に計算できる。

$$\begin{aligned} \langle 3/2; t | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | +; t \rangle &= e^{i\omega_0 t} \langle 3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | +; 0 \rangle, \\ \langle 3/2; t | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | -; t \rangle &= e^{i\omega_0 t} e^{-i\sqrt{3}\Omega t} \langle 3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | -; 0 \rangle, \\ \langle -3/2; t | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | +; t \rangle &= e^{i\omega_0 t} e^{i\sqrt{3}\Omega t} \langle -3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | +; 0 \rangle, \\ \langle -3/2; t | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | -; t \rangle &= e^{i\omega_0 t} \langle -3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_z e^{i\theta J'_y} | -; 0 \rangle. \end{aligned} \quad (12)$$

これらの結果は ω_0 を中心として $\pm\sqrt{3}\Omega$ のシフトを持つ、3 本の共鳴線が現れることを示している。図 3(a) の横コイルの場合 $J'_j = J'_\pm$ であるが期待値は $J'_j = J'_z$ の場合と同様に計算でき、やはり 3 本の共鳴線を再現する。信号強度は遷移確率から計算でき周波数の低い方から 1:4:1 と計算できる。

③試料のみ回転

図 4(a) と (b) に示されている NQR スペクトルを以下のように定式化する。NQR スペクトルの構造は、二つの方法で説明することができる。まず、回転基準系におけるバーネット磁場による NQR スペクトルを考え、次に、相対回転による回転ドップラー効果を考慮して、実験室系における NQR スペクトルを考える。もう一つは、ベリ一位相である。この場合、実験室系から回転サンプル内のスピンドイナミクスを直接観測する。

(a) バーネット磁場と回転ドップラー効果の方法

回転基準系におけるバーネット磁場による NQR スペクトルを考え、次に相対回転による回転ドップラー効果を考慮して、実験室系における NQR スペクトルを考える。オペレーターは回転ドップラー効果を考慮して次式で定義する。

$$e^{-i\theta J'_y} e^{i\Omega J'_z} J'_j e^{-i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y}, \quad (13)$$

ここで位相因子 $i\Omega t J'_z$ の符号がサンプルコイルのみ回転している場合と反対に定義している。これは試料のみ回転させている場合と相対的回転方向が反対向きである事を反映しているからである。期待値の一般式は次の様に書ける。

$$\langle k'; t | e^{-i\theta J'_y} e^{i\Omega J'_z} J'_j e^{-i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | k; t \rangle = e^{-(E'_k - E'_0)t/i\hbar} e^{-(E'_k - E'_0)t/i\hbar} \langle k'; 0 | e^{-i\theta J'_y} e^{i\Omega J'_z} J'_j e^{-i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | k; 0 \rangle. \quad (14)$$

図 4(b) に示す縦コイルの場合は $J'_j = J'_z$ であるので、 J'_z と $e^{\pm i\Omega t J'_z}$ が交換し、オペレーターに組に時間依存する成分がなくなるので、試料とサンプルコイルの同時回転の場合と図 3(a) (b) と同じスペクトラムとなる。図 4(a) に示す横コイルの場合は $J'_j = J'_\pm$ であるので、オペレーターは次の様に計算できる。

$$e^{-i\theta J'_y} e^{i\Omega J'_z} J'_\pm e^{-i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} = e^{\pm i\Omega t} (e^{-i\theta J'_y} J'_\pm e^{i\theta J'_y}). \quad (15)$$

期待値は次の様に得ることができる。

$$\begin{aligned} \langle 3/2; t | e^{-i\theta J'_y} e^{i\Omega J'_z} J'_+ e^{-i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | +; t \rangle &= e^{i\omega_Q t} e^{i\Omega t} \langle 3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_+ e^{i\theta J'_y} | +; 0 \rangle, \\ \langle 3/2; t | e^{-i\theta J'_y} e^{i\Omega J'_z} J'_+ e^{-i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | -; t \rangle &= e^{i\omega_Q t} e^{-i\sqrt{3}\Omega t} e^{i\Omega t} \langle 3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_+ e^{i\theta J'_y} | -; 0 \rangle, \\ \langle -3/2; t | e^{-i\theta J'_y} e^{i\Omega J'_z} J'_- e^{-i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | +; t \rangle &= e^{i\omega_Q t} e^{i\sqrt{3}\Omega t} e^{-i\Omega t} \langle -3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_- e^{i\theta J'_y} | +; 0 \rangle, \\ \langle -3/2; t | e^{-i\theta J'_y} e^{i\Omega J'_z} J'_- e^{-i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | -; t \rangle &= e^{i\omega_Q t} e^{-i\Omega t} \langle -3/2; 0 | e^{-i\theta J'_y} J'_- e^{i\theta J'_y} | -; 0 \rangle. \end{aligned} \quad (16)$$

これらの結果は共鳴線が ω_Q を中心として、 $\pm\Omega/2\pi$ と $\pm(\sqrt{3}-1)\Omega/2\pi$ のシフトを伴った 4 本の共鳴線に分裂する事を示す。また、信号強度は遷移確率より低周波側より 2:1:1:2 と計算でき図 4(a) の結果を再現する。

(b) ベリ一位相の方法

実験室系から Ω で回転する $\mathcal{H}_\Omega(t)$ を考える。 $\Omega \ll \omega_Q$ であるので、断熱近似の範囲でベリ一位相による記述が可能となる。 $\mathcal{H}_\Omega(t)$ を以下の様に定義する。

$$\langle k'; 0 | \mathcal{H}_\Omega | k; 0 \rangle = \langle k'; 0 | U U^\dagger \mathcal{H}_0 U U^\dagger | k; 0 \rangle = \langle k'; t | \mathcal{H}_0(t) | k; t \rangle. \quad (17)$$

ここで、 $U = e^{-i\gamma^k J'_y}$ であり、この時 $|k; t\rangle = e^{-i\Omega t J'_z} e^{i\omega_Q t} |k; 0\rangle$ である。ここでベリ一位相 γ^k による位相蓄積は次の様に計算できる。

$$i \int_0^t dt' \langle k'; t' | \frac{\partial}{\partial t'} | k; t' \rangle = \Omega t \langle k'; 0 | (J'_z \cos \theta + J'_x \sin \theta) | k; 0 \rangle. \quad (18)$$

ここで、行列要素を書き下すと式(8)と同等なり、同じユニタリー変換を用いて対角化できる(式(9))。ベリ一位相の表現で期待値は以下のように書ける。

$$\langle k'; t | e^{-\int^t dt' \mathcal{H}_0/i\hbar} e^{-i\gamma^k J'_y} e^{i\gamma^k J'_y} e^{\int^t dt' \mathcal{H}_0/i\hbar} | k; t \rangle = e^{-i(\gamma^k - \gamma^k)t} e^{-(E'_k - E'_0)t/i\hbar} \langle k'; 0 | e^{-i\theta J'_y} e^{i\Omega J'_z} J'_j e^{-i\Omega J'_z} e^{i\theta J'_y} | k; 0 \rangle. \quad (19)$$

縦コイルの場合は $J'_j = J'_z$ であるので、 J'_z と $e^{\pm i\Omega t J'_z}$ が交換し、オペレーターに組に時間依存する成分がなくなるので、位相蓄積 $e^{i(\gamma^k - \gamma^k)t}$ により共鳴線は分裂し、式(12)のと同じく ω_Q を中心として $\pm\sqrt{3}\Omega$ のシフトを持つ、3本の共鳴線が現れ、図 4(b) を再現する。横コイルの場合は $J'_j = J'_\pm$ となり、式(15)と同じく ω_Q を中心として、 $\pm\Omega/2\pi$ と $\pm(\sqrt{3}-1)\Omega/2\pi$ のシフトを伴った 4 本の共鳴線に分裂し、図 4(a) の結果を再現する。

図 4(a) (b) で回転基準系におけるバーネット磁場と相対回転による回転ドップラー効果と考えた場合と、ベリ一位相を考えたとした場合の二通りの解釈をしてきたが、これらが一致する要因はバーネット磁場による摂動と、断熱近似によるベリ一位相の蓄積が同じ行列要素であらわされることに起因する。

以上により、J. Jeener の批判であった、サンプルコイルを回転させた場合とサンプルコイルと試料を同時に回転させた場合は同じ現象である-という批判は、我々の NQR の結果より完全に否定できる。

5. 主な発表論文等

〔雑誌論文〕 計4件（うち査読付論文 4件/うち国際共著 0件/うちオープンアクセス 1件）

1. 著者名 Maekawa Sadamichi, Kikkawa Takashi, Chudo Hiroyuki, Ieda Jun'ichi, Saitoh Eiji	4. 巻 133
2. 論文標題 Spin and spin current - From fundamentals to recent progress	5. 発行年 2023年
3. 雑誌名 Journal of Applied Physics	6. 最初と最後の頁 020902 ~ 020902
掲載論文のDOI (デジタルオブジェクト識別子) 10.1063/5.0133335	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 -
1. 著者名 H. Chudo, M. Matsuo, S. Maekawa and E. Saitoh	4. 巻 103
2. 論文標題 Barnett field, rotational Doppler effect, and Berry phase studied by nuclear quadrupole resonance with rotation	5. 発行年 2021年
3. 雑誌名 PHYSICAL REVIEW B	6. 最初と最後の頁 174308
掲載論文のDOI (デジタルオブジェクト識別子) 10.1103/PhysRevB.103.174308	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 -
1. 著者名 Hiroyuki Chudo, Masaki Imai, Mamoru Matsuo, Sadamichi Maekawa, and Eiji Saitoh	4. 巻 90
2. 論文標題 Observation of the Angular Momentum Compensation by Barnett Effect and NMR	5. 発行年 2021年
3. 雑誌名 Journal of the Physical Society of Japan	6. 最初と最後の頁 81003
掲載論文のDOI (デジタルオブジェクト識別子) 10.7566/JPSJ.90.081003	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスとしている（また、その予定である）	国際共著 -
1. 著者名 Maki Umeda, Hiroyuki Chudo, Masaki Imai, Nana Sato and Eiji Saitoh	4. 巻 94
2. 論文標題 Temperature-variable apparatus for measuring Barnett field	5. 発行年 2023年
3. 雑誌名 Review of Scientific Instruments	6. 最初と最後の頁 63906
掲載論文のDOI (デジタルオブジェクト識別子) 10.1063/5.0142318	査読の有無 有
オープンアクセス オープンアクセスではない、又はオープンアクセスが困難	国際共著 -

〔学会発表〕 計3件（うち招待講演 3件 / うち国際学会 2件）

1. 発表者名 中堂博之
2. 発表標題 Observation of the angular momentum compensation by Barnett effect and NMR
3. 学会等名 The 5th Symposium for the Core Research Clusters for Materials Science and Spintronics, and the 4th Symposium on International Joint Graduate Program in Materials Science (招待講演) (国際学会)
4. 発表年 2021年

1. 発表者名 中堂博之
2. 発表標題 Nuclear Barnett effect and nuclear Einstein-de Haas effect
3. 学会等名 SPIN2021 The 24th International Spin Symposium (招待講演) (国際学会)
4. 発表年 2021年

1. 発表者名 中堂博之
2. 発表標題 バーネット効果とNMRで見る角運動量補償
3. 学会等名 日本物理学会 2021年秋季大会シンポジウム フェリ磁性スピントロニクスの新展開 (招待講演)
4. 発表年 2021年

〔図書〕 計0件

〔産業財産権〕

〔その他〕

-

6. 研究組織

	氏名 (ローマ字氏名) (研究者番号)	所属研究機関・部局・職 (機関番号)	備考
研究分担者	熊田 高之 (Kumada Takayuki) (00343939)	国立研究開発法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 原子力科学研究所 物質科学研究センター・研究主幹 (82110)	

6. 研究組織（つづき）

	氏名 (ローマ字氏名) (研究者番号)	所属研究機関・部局・職 (機関番号)	備考
研究分担者	今井 正樹 (Imai Masato) (10796329)	国立研究開発法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 原子力科学研究所 先端基礎研究センター・研究職 (82110)	
研究分担者	矢野 雅大 (Yano Masaharu) (30783790)	国立研究開発法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 原子力科学研究所 先端基礎研究センター・研究職 (82110)	
研究分担者	松尾 衛 (Matsuo Mamoru) (80581090)	国立研究開発法人日本原子力研究開発機構・原子力科学研究部門 原子力科学研究所 先端基礎研究センター・客員研究員 (82110)	
研究分担者	立石 健一郎 (Tateishi Kenichiro) (80709220)	国立研究開発法人理化学研究所・開拓研究本部・研究員 (82401)	

7. 科研費を使用して開催した国際研究集会

〔国際研究集会〕 計0件

8. 本研究に関連して実施した国際共同研究の実施状況

共同研究相手国	相手方研究機関